



TITLE:

圧力下の重い電子系超伝導(強相関伝導系の物理 若手秋の学校,講義ノート)

AUTHOR(S):

幸田, 章宏

CITATION:

幸田, 章宏. 圧力下の重い電子系超伝導(強相関伝導系の物理 若手秋の学校,講義ノート). 物性研究 1998, 70(2): 308-318

ISSUE DATE:

1998-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96344>

RIGHT:

圧力下の重い電子系超伝導 阪大基礎工 天谷研 幸田章宏

1 はじめに

重い電子系の圧力効果とは、すなわち伝導電子と f 電子との混成の制御である。高濃度近藤効果と RKKY 相互作用が競合するという重い電子状態の描像において圧力は有力な「ツール」である。

Ce を含む $ThCr_2Si_2$ 型正方晶の物質群は、 $CeCu_2Si_2$ の超伝導を筆頭にメタ磁性、磁気秩序など多様な現象を示す系であるが、圧力下での主な興味の対象を集約すると、およそ次の 2 点にまとめられるであろう。ひとつは $CeCu_2Ge_2$ に代表される圧力誘起超伝導であり、f-d 電子間の混成に着目した統一的な解釈が試みられている。もうひとつは非フェルミ流体 (non-Fermi liquid, NFL) と呼ばれる現象であり、重い電子状態の本質に結びつく現象かどうか、という点で議論が行なわれている。

また U 系化合物の超伝導体の多くは超伝導と磁性が共存するという非常に興味深い超伝導状態である。系統的なアプローチという観点では Ce 系に比べて複雑さが増すものの、超伝導と磁性それぞれの圧力効果は多様な超伝導体の研究の上で重要な情報を与えてくれることに変わりはない。

このテキストではいくつかの物質のレビューを通じて重い電子系の超伝導について圧力下測定の立場から考えてみる。

2 Doniach のモデル

まず、重い電子系一般の話から始めよう。重い電子状態とは高温で局在モーメントとして振舞う f 電子が伝導電子との混成を通じて低温で遍歴性を持つ状態と考えられており、近藤温度 T_K より十分低い温度で Fermi 流体 (FL) としての記述によく従うことが知られている: $C = \gamma T$, $\chi = \chi_0$, $\rho = \rho_0 + AT^2$ 。

一方で f 電子間には伝導電子を介した RKKY 相互作用が働いており、重い電子系では on site の近藤効果によるスピン消失と intersite の RKKY 相互作用が競合している。f 電子と伝導電子の混成による交換相互作用定数 $|J_K|$ は

$$J_K \propto \frac{|V_{cf}|^2}{\epsilon_F - \epsilon_f}$$

と表される。ここで V_{cf} は f 電子と伝導電子の混成の行列要素、 ϵ_F , ϵ_f はそれぞれフェルミレベル、f 電子レベルである。この時、近藤効果、RKKY 相互作用それぞれの特性温度は $|J_K|$ をパラメータとして

$$\begin{aligned} k_B T_K &\sim \frac{1}{N(\epsilon_F)} \exp\left(-\frac{1}{|J_K| N(\epsilon_F)}\right) \\ k_B T_{RKKY} &\sim |J_K|^2 N(\epsilon_F) \end{aligned}$$

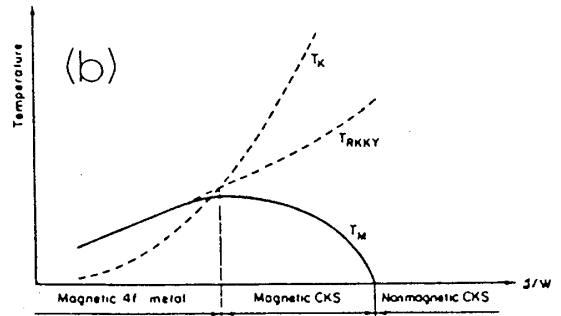


図 1: 高密度 Kondo 系の基底状態についての $J - T_M$ 相図 [1, 2]

となる。ここで $N(\epsilon_F)$ はフェルミレベルでの状態密度である。これらの式を基にして近藤格子系の基底状態に対して図1のような相図が提唱されている。(Doniach のモデル [1, 2])

$|J_K|$ の比較的小さな領域での基底状態はRKKY 相互作用による磁気秩序状態である。 $|J_K|$ が増すと T_{RKKY} の上昇により磁気秩序の転移温度 T_M はやや上昇を示す。しかし $|J_K|$ がさらに大きくなると T_K は指数関数的に急激な上昇を示す。それに伴いスピン消失の効果により T_M は低下し、磁性に関する秩序-無秩序転移の量子臨界点 (QCP) が存在する。重い電子系化合物に圧力を加えると格子が縮むにつれ伝導電子と f 電子間の混成が強くなる。このことは先の $J-T_M$ 相図について言えば右側へと移動することに相当する。

3 非フェルミ流体

H.v.Löhneysen らは典型的な重い電子系である CeCu_6 に Au をドーピングした系 ($\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$) において図2に示すように $x > 0.1$ で磁気秩序の出現することを発見した [6, 9]。Cu をより大きなイオン半径の Au で置換していくことは Ce の格子間距離を延ばすことになり、 $J-T_M$ 相図では右側の常磁性領域から左側の磁気秩序領域へ移ることに対応している¹。

さらに磁気秩序を示す $x = 0.3$ の試料の圧力効果の実験では、図3に示すように常圧下で 0.5K に見られる T_N は加圧に伴い低い温度へと移動する。つまり $J-T_M$ 相図で言えば右側へ移動することに対応して約 8kbar の圧力下で磁気秩序は消失する [7]。

ところで、ちょうど磁気臨界領域付近の試料 ($x = 0.1$) では従来の FL 的な振舞いと大きく異なることが指摘されている。図2の試料では $C = -T \log(T/T_0)$, $\chi = \chi_0(1 - a\sqrt{T})$, $\rho = \rho_0 + A'T$ の様な温度依存性を持つ。このような振舞いは U 系の混晶化合物²でも観測されており [8]、総称として非フェルミ流体 (NFL) と呼ばれている³。

この原因については様々な説が提案されているが、未だはっきりとした結論は出ていない。はたして Ce 化合物と U 化合物にそれぞれ見られるこの現象が同じ物なのかも明らかではない。U 化合物のように f 電子を複数持つケースでは、Kondo singlet を組んでいない f 電子の振舞いとして解釈できるとされているが (multi channel Kondo model)、このようなモデルは f 電子を一つしか持たない Ce 化合物には当てはまらない。また Ce 系、U 系共に置換された混晶化合物で観測されていることから結晶性の乱れによる J_K の分布の効果という説がある。一方で Ce 系の例では先に

¹負の圧力効果という意味で 'chemical pressure' と呼ばれる。

²例えば $\text{U}_x\text{Y}_{1-x}\text{Pd}_3$ など

³NFL のレビューとしては例えば Ref.[9] を参照のこと。

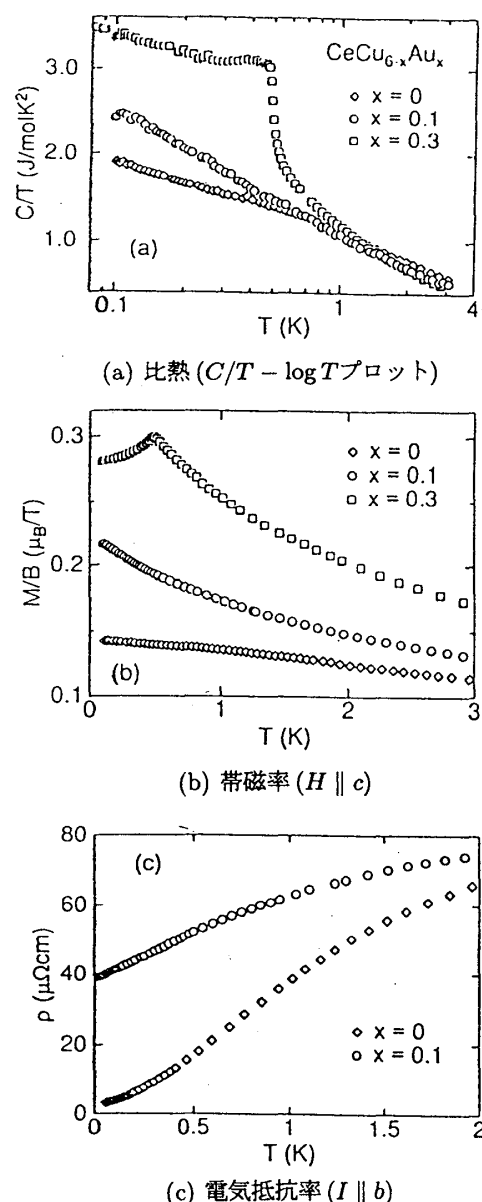


図2: $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ 単結晶の各物理量で観測される NFL 状態 [6, 9]

紹介した圧力効果の実験 (図 3) でも同様な NFL 的振舞いが見られることや、また圧力誘起超伝導との関連が指摘されていることなど、NFL 状態が QCP 近傍での特徴的な現象とする説 [3, 4] もある。

4 Ce 化合物の圧力効果

4.1 CeCu_2Si_2 と CeCu_2Ge_2

CeCu_2Si_2 ($T_c \sim 0.7\text{K}$, $H_{c2} \sim 2\text{T}$) は重い電子系超伝導体の中でも最も早くに発見された物質である [10, 11]。超伝導状態での非 BCS 的な振舞いや、磁場-温度相図で磁気的な相 (A 相, B 相) が存在するなど常圧下においても重い電子系の超伝導との関連で興味深い [12, 13]。さらに圧力下で示す劇的な変化は、この物質に対する関心を一層大きなものになっている。

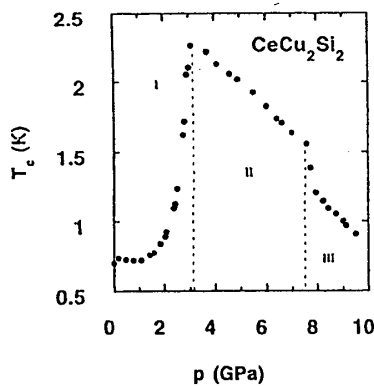


図 4: CeCu_2Si_2 の T_c の圧力変化 [15]

ところで常圧下の $\text{CeM}_2(\text{Si}, \text{Ge})_2$ について T.Endstra らは M 原子の d 電子数と Ce-M 原子間の距離に着目して f-d 電子間の混成の強さを近似的に計算し、実験で得られた T_N との比較から図 6 のような仮説を提案している。(f-d 混成モデル [17]) このモデルによれば CeCu_2Si_2 は常磁性領域にありながら磁気秩序相の境界 J_c にも非常に近い位置にあり、重い電子系超伝導と磁気ゆらぎの関係を示唆しており興味深い。

一方で CeCu_2Ge_2 は常圧下では $T_N \sim 4.2\text{K}$ で RKKY 相互作用による反強磁性秩序を起こす。圧力下では約 7GPa において反強磁性秩序は消失し $T_c \sim 0.6\text{K}$ の超伝導が現れる [18]。f-d 混成モデルの立場では、 CeCu_2Ge_2 の圧力下で反強磁性秩序が消失した状態は CeCu_2Si_2 に近い状態といえる。またその時の unit cell volume は約 167\AA^3 と、常圧の CeCu_2Si_2 値に近い。つまり Si を

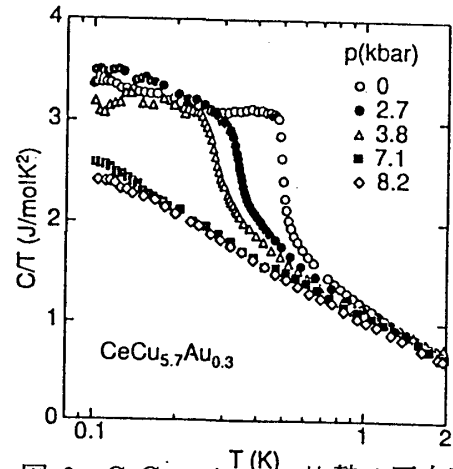


図 3: $\text{CeCu}_{5.7}\text{Au}_{0.3}$ の比熱の圧力変化 ($C/T - \log T$ プロット) [7]

D.Jaccard らは CeCu_2Si_2 の圧力下電気抵抗測定において 4GPa 付近の圧力で T_c が 2K まで上昇する事を発見した [14]。その後 F.Thomas らは圧力媒体に He を用いた静水圧性の高い交流帯磁率測定を行い、 CeCu_2Si_2 の T_c の圧力変化を $P < 10\text{GPa}$ の範囲で調べた [15]。それによると図 4 のように $P_1 \sim 3.1\text{GPa}$, $P_2 \sim 7.6\text{GPa}$ を境として超伝導状態は 3 つの領域に分ける事ができて、 P_1 では T_c の急激な上昇がみられ、さらなる圧力下では圧力に対して直線的な減少がみられた。

この T_c の上昇の起源については未だ明らかではないが、T.Miyazu らによる $P \sim 4\text{GPa}$ での電気抵抗測定 [16] の結果からは図 5 に示すように $H_{c2} \sim 6\text{T}$ 、零磁場近傍での H_{c2} の傾きはおよそ -20T/K であり、 T_c が上昇した圧力領域でもやはり重い電子による超伝導である事を示唆している。

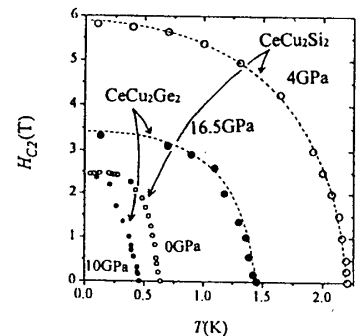
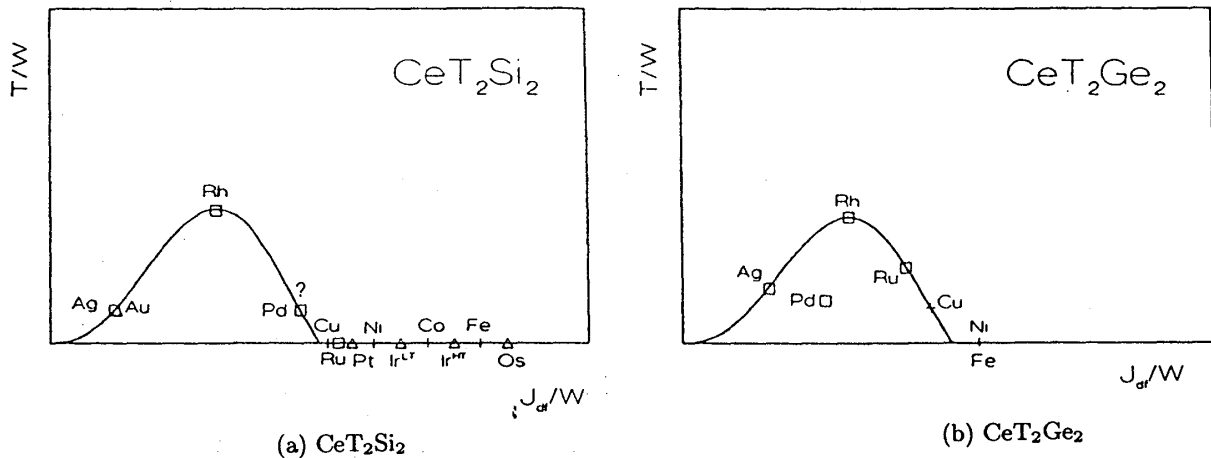
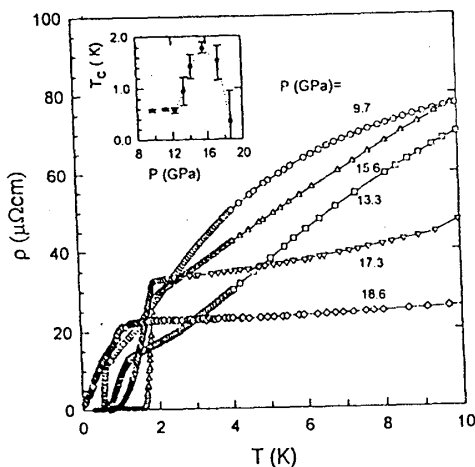


図 5: CeCu_2Si_2 , CeCu_2Ge_2 の圧力下 $H - T$ 相図 [16] 常圧下の CeCu_2Si_2 は Ref.[11] からの引用

図 6: f-d 混成モデルで提案されている $J - T_M$ 相図 [17]

Ge で置換する事は単純に chemical pressure と見なすことができそうである。

図 7: 圧力下の CeCu_2Ge_2 の電気抵抗。挿図: T_c の圧力変化 [20]

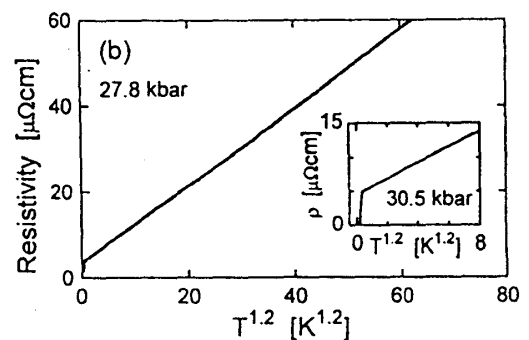
4.2 圧力誘起超伝導

CeCu_2Si_2 、 CeCu_2Ge_2 共に $J - T_M$ 相図でみて磁気臨界近傍の磁気ゆらぎの大きな領域において超伝導が出現しているらしい。重い準粒子間に働く引力については未だ明確な結論はないが、重い電子系超伝導に一般にみられる比熱、核磁気緩和率などのべき乗の温度依存性は従来の BCS 型 (s 波) の振舞いとは大きく異なっている。

このことからクーパー対の形成においてフォノンに代わる、たとえばこのような磁気的なゆらぎが関与しているという考えが有力である。そう考えていくと他の磁気秩序を示す CeM_2X_2 でも

実際、NQR 測定での ν_Q の圧力依存性 [19] や $P = 10.1 \text{ GPa}$ での電気抵抗測定で得られた超伝導相図 [18] では、その類似性が指摘されている。

それならば CeCu_2Si_2 で観測されたような T_c の上昇は CeCu_2Ge_2 でも起こるか、という疑問が生じる。事実、D. Jaccard らは $P \sim 16 \text{ GPa}$ 付近で T_c が 1.8 K まで上昇することを発見した [20]。図 7 の挿図に示すように CeCu_2Ge_2 の圧力誘起超伝導の圧力下相図は CeCu_2Si_2 の圧力下相図を丁度 10 GPa ほど高压側にずらすと重なるようにみえる。この事実は CeM_2X_2 で観測される超伝導発現に関係する要因が共通していることを提起しているように思える。

図 8: CePd_2Si_2 の圧力誘起超伝導 [21]

圧力下で磁気秩序を抑えれば超伝導の可能性はあるはずである。

G.G.Lonzarich らは図 8 に示すように CePd_2Si_2 が約 2.8 GPa の圧力下で T_N が消失し、その付近の圧力から超伝導 ($T_c = 430\text{mK}$) が現れることを報告している [21]。興味深いことに超伝導の出現する圧力下では電気抵抗の温度依存性は広い範囲で $T^{-1.2}$ に従う NFL 状態であるとしている。

またロスアラモスのグループは図 9 に示すように CeRh_2Si_2 が臨界圧力 0.9 GPa で超伝導 ($T_c = 400\text{mK}$) になると報告している [24]。しかしながら、この物質では NFL 的な振舞いは報告されていない [25]。

重い電子系の超伝導と NFL との関連は CeCu_2Si_2 においても指摘されている [22]。図 11 のように NFL 的な振舞いを示しつつ超伝導転移する試料に磁場を加えて超伝導を壊しても、NFL 的な振舞いは残る。

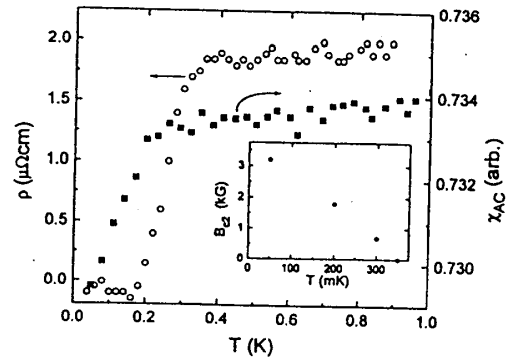


図 9: CeRh_2Si_2 の圧力誘起超伝導 [24] $P \sim 11\text{kbar}$ での電気抵抗測定と $P \sim 9.5\text{kbar}$ での交流帯磁率測定。挿入図は $P \sim 11\text{kbar}$ での $H - T$ 相図。

NFL 状態が QCP 近傍に特有の現象と考える立場からは、超伝導の出現と密接な関係が予想されている [5]。一方で最近、圧力誘起超伝導が報告された CeNi_2Ge_2 は、常圧下で NFL 的な振舞いを示し磁気秩序は起こらないが、約 1.5 GPa で FL 的な振舞いが見られてから $T_c = 220\text{mK}$ の超伝導になるとされている [28]⁴。

また $\text{CeCu}_2(\text{Si or Ge})_2$ の場合、図 10 のように残留電気抵抗が T_c の上昇を示す付近で極大を示すと報告されているが [23]、これも磁気散乱に関係した現象かもしれない。

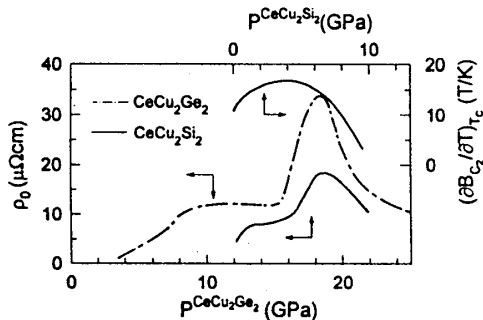


図 10: CeCu_2Si_2 、 CeCu_2Ge_2 の残留電気抵抗率と零磁場近傍での H_{c2} の傾きの圧力変化 [23]

さらに最近では斜方晶 CeCu_2 [26] や立方晶 CeIn_3 [27] など CeM_2X_2 以外の物質でも、圧力によって磁気秩序を抑えた付近で超伝導を示すという報告がある。Ce 系化合物で報告されている圧力誘起超伝導について表 1 にまとめる。

これら重い電子系化合物に共通する実験上の問題として試料の「質」が挙げられる。結晶の不完全性や歪みが超伝導状態を壊すということは容易に想像される。あるいは CeCu_2Si_2 の超伝導から連想される組成比に対する敏感さのような問題がある。

また圧力下の実験では「圧力の質」という要素(静水圧性、圧力分布)も重要である。例えば、Jaccard らが CePd_2Si_2 において Lonzarich らが用いたよりも小さい残留電気抵抗を持つ試料で測定を行なったところ、NFL 状態も超伝導も観測されな

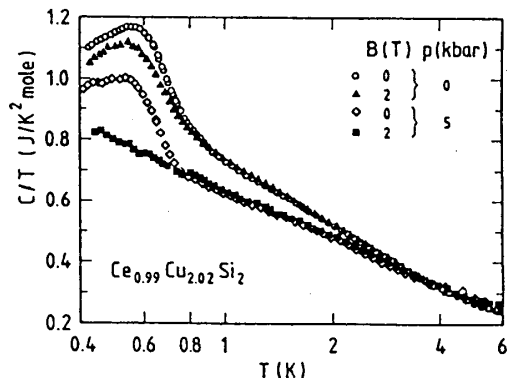


図 11: "A-type" 多結晶 $\text{Ce}_{0.99}\text{Cu}_{2.02}\text{Si}_2$ の比熱 ($C/T - \log T$ プロット) 5 kbar の静水圧下で超伝導が出現する。[22]

⁴最近では常圧下においても 0.1 K 付近で電気抵抗の減少がみられたという報告がある [29]。

| | T_N (K) | P_c (GPa) | T_c (K) | Ref. |
|-----------------------------------|-----------|-------------|-----------|------|
| CeCu ₂ Ge ₂ | 4 | 7 | 0.6 | [18] |
| CePd ₂ Si ₂ | 10 | 2.7 | 0.5 | [21] |
| CeRh ₂ Si ₂ | 35 | 0.9 | 0.4 | [24] |
| CeNi ₂ Ge ₂ | — | 1.5 | 0.22 | [28] |
| CeCu ₂ | 4 | 6 | 0.15 | [26] |
| CeIn ₃ | 10 | 3 | 0.2 | [27] |

表 1: Ce 系化合物の圧力誘起超伝導

かった [30]。CeRh₂Si₂でも試料依存性の問題があるようで、最初の圧力誘起超伝導の報告以降、当のロスアラモスのグループも含めて超伝導状態についての研究報告はなされていない。

また CeM₂X₂の圧力誘起超伝導で臨界圧力近傍において T_c と T_N の両者が観測される領域があることが知られているが⁵、このことは共存か競合かという基本的な疑問において非常に興味深い。もちろん圧力分布という実験的な問題はクリアされなければならない。圧力下測定の課題である。

5 重い電子系 U 化合物超伝導体の圧力効果

5.1 UPt₃の圧力効果

UPt₃は、図 12 のように多重超伝導相 (A, B, C 相) が四重臨界点で常伝導相と接するという特徴を持つ重い電子系の異方的超伝導体である。この多重相図の起源については、内部自由度を持った三重項超伝導状態が Symmetry Breaking Field (SBF) を受け多重超伝導相に分裂するというモデルが提唱されており [33]、精力的な実験による検証が行われている⁶。中性子散乱実験において 5K 以下で観測されている反強磁性ゆらぎ [34] は、圧力下において図 13 に示すようにその強度が直線的に減少していき約 0.3GPa において観測されなくなる [35] ⁷。磁気ゆらぎの消失に伴って T_c の分裂もなくなることから [35, 36]、この反強磁性ゆらぎが SBF の有力な候補であると考えられている。

M.Boukhny らは一軸圧力下の弾性定数測定を行ない、図 14 に示すように A 相の消失する圧力 P_c 以上で零磁場下の超伝導状態が B, C 相に分裂している事を示した [38]。この事実は、5K 以下の磁気散乱ピークが消失した後でも、なお SBF が存在することを示唆している。

しかし一方で静水圧下の比熱を測定した M.Sieck らは図 15(a) のように P_c 以上の比熱に T_c の分裂を示すような逐次相転移が見

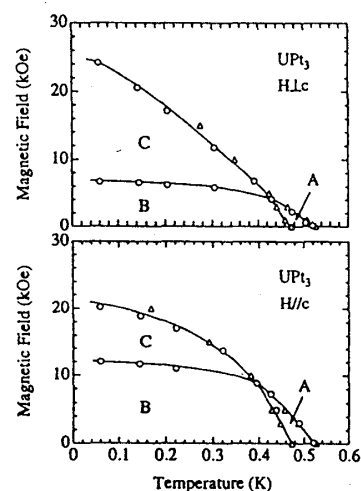
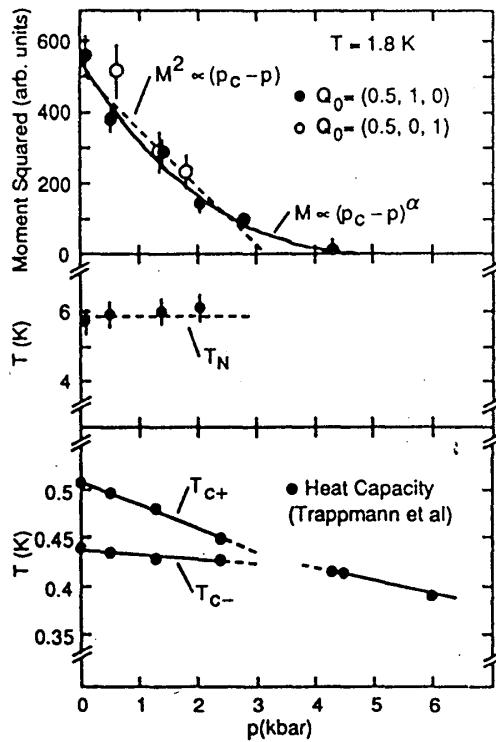


図 12: UPt₃の多重超伝導相。
△ は北大榑原研の磁化測定 [31]○は阪大天谷研の比熱測定 [32] の結果

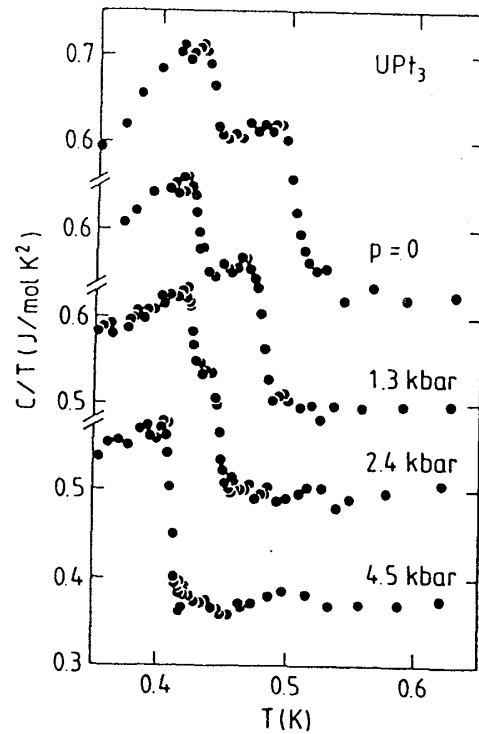
⁵例えば Ref.[23, 24]

⁶詳細については今回の秋の学校の藤先生の講演を参照のこと

⁷磁気ゆらぎの出現する転移点が圧力に依存しないようにみられることと対照的である。



(a) 中性子散乱実験で観測された反強磁性ゆらぎの圧力変化 [35]



(b) T_c の分裂の圧力変化 ($C/T - T$ プロット) [36]

図 13: 静水圧下 UPt_3 の比熱 ($C/T - T$ プロット) と反強磁性ゆらぎ

られない事などから、縮退は解けておらず零磁場下では唯一 B 相が存在すると主張している [39]。

この様に UPt_3 の磁場-圧力-温度複合相図に関しては相反する実験結果が報告されている現状である。これらの相違が「圧力の質」によるものか、「試料の質」によるものか、よくキャラクタライズされた状況での追試が望まれる。このことは内部自由度の縮退を解くものが何であるか、という点にも関連した重要な問題である。

また極低温下 ($T < 100\text{mK}$) では図 16-(a) に示すように新たな比熱異状が見つかっている [40, 41]。熱膨張測定でも図 16-(b) のように対応する異状が確認されているが [42]、未だ起源は分かっていない。ただし H_{c2} 以上の磁場でも変化しない事から超伝導そのものとの関連はないと思われる。この異状のため超伝導状態の低励起は比熱でみるとちょうどマスクされてしまっている。しかしながら熱膨張測定の結果で予想される比較的大きなグリューナイゼン定数と圧力依存性から、圧力下でこの異状を抑えれば超伝導状態の低励起についての情報が得られると期待できる。

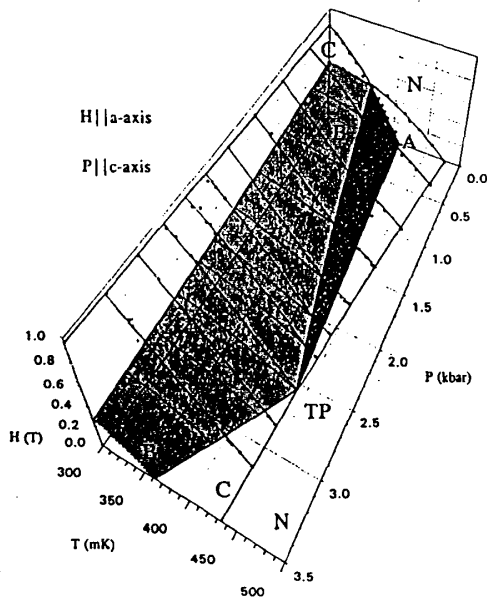


図 14: 一軸圧力下 ($P \parallel c$) の弾性測定による UPt_3 の $H - T - P$ 相図 [38]

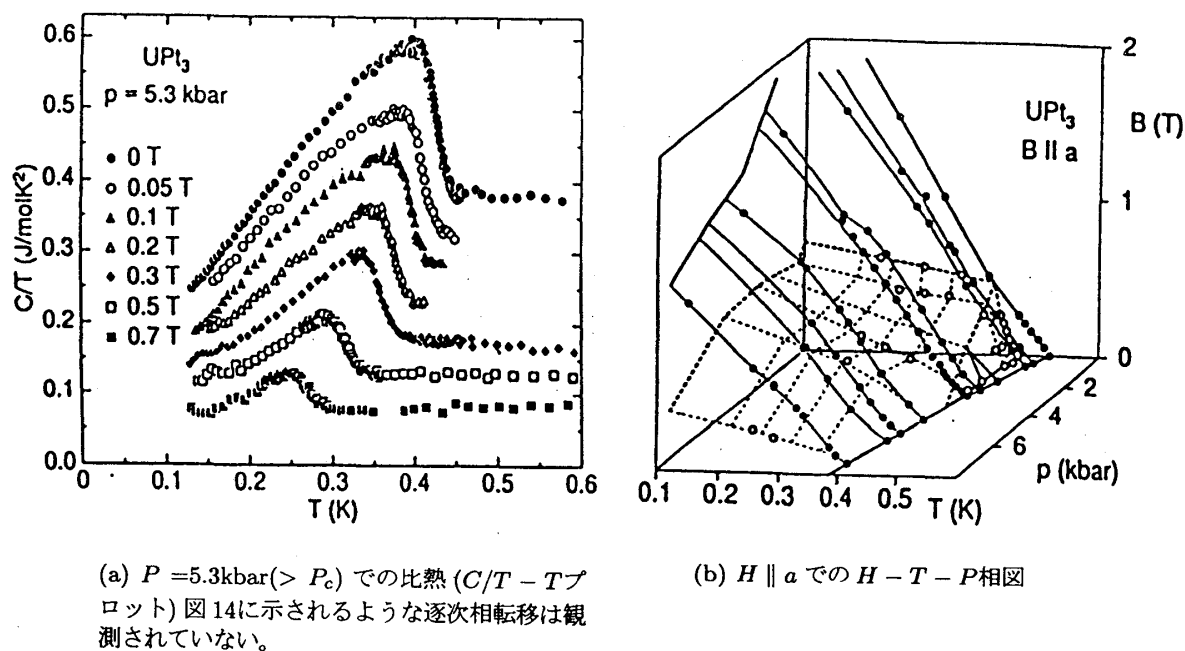


図 15: 静水圧下の熱測定による UPt_3 の $H - T - P$ 相図 [39]

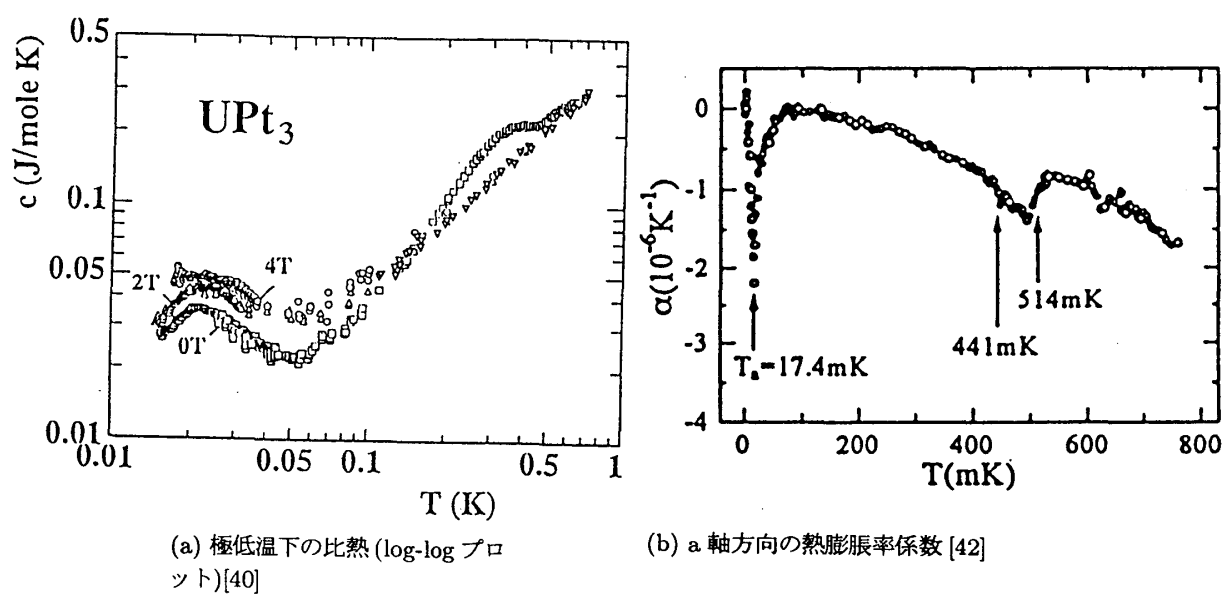


図 16: $T \sim 20 \text{ mK}$ でみられる UPt_3 の異状

5.2 UM_2Al_3 の圧力効果 ($M=\text{Ni}, \text{Pd}$)

UNi_2Al_3 , UPd_2Al_3 は他のU系超伝導体と比べても、その比較的高い T_c と大きな磁気モーメントとの共存という点でユニークな系である。

UNi_2Al_3 は $T_N \sim 4\text{K}$ で磁気秩序を示し、さらに低温で超伝導転移($T_c \sim 1\text{K}$)する[43]。磁気秩序状態でのモーメントの大きさは中性子散乱の実験から $\mu_s = 0.24\mu_B/\text{U}$ で、その磁気構造はSDWと言われている[44]。圧力下では図17に示すように $P < 1.2\text{GPa}$ の範囲で T_c 、 T_N 共に単調に減少していく様子が観測されている[45]。

一方で UPd_2Al_3 は $T_c \sim 2\text{K}$ 、 $T_N \sim 14\text{K}$ と共に前者より高い転移点を持つ[46]。驚くことに磁気秩序状態で $\mu_s = 0.85\mu_B/\text{U}$ という局在磁性並みの磁気モーメントを持っており、磁気構造も $(0, 0, \frac{1}{2})$ と全く「ノーマル」である[47]。

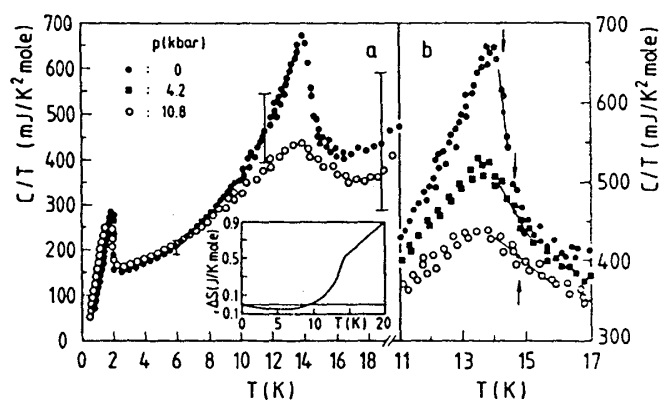


図 18: (a) UPd_2Al_3 の圧力下比熱($C/T-T$ プロット) 挿図: $P=0\text{kbar}$ と $P=10.8\text{kbar}$ でのエントロピーの変化 (b) T_N 近傍での比熱の圧力変化 [48]

6 おわりに

以上、圧力による伝導電子とf電子の混成の制御について、いくつかの例をあげて報告した。特にCe化合物では圧力誘起超伝導の研究が重い電子系の超伝導において磁気ゆらぎが重要な要素であるという認識を深めた。一方でU系では超伝導を示す物質の圧力効果という部分では、かなり研究が行われているが、圧力誘起超伝導の例はまだ無い。今後の研究の進展が期待される。

また実験上の問題として、できる限り良質な試料に、いかに良質な圧力を与えるか、ということは圧力効果の研究、

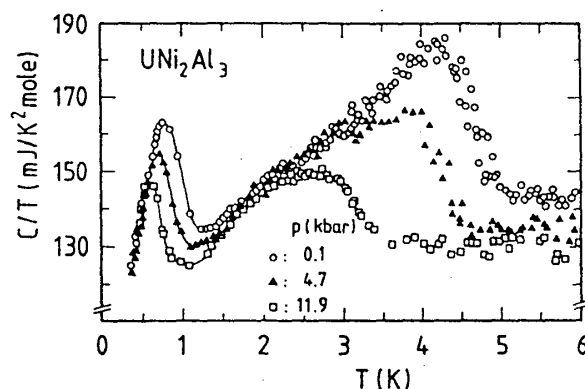


図 17: UNi_2Al_3 の圧力下比熱($C/T-T$ プロット)[45]

図18に示すように $P < 1.1\text{GPa}$ の圧力範囲では T_c は前者ほど明確な圧力依存を示さない。それに対して T_N はブロードになりながらやや高温側へ動いていく[48]。P.Linkらは、さらに高い圧力領域での電気抵抗測定で図19のように T_N が下がることを報告しており[49]、この T_N の変化はDoniachのモデルの振舞いと一致している。また T_c は7GPaまでの圧力に対して殆ど一定であるが、それ以上の圧力で下がるのが観測されている。これら2つの物質において各々の示す超伝導、磁性、そしてそれらの圧力依存性の違いが、どのような原因によるものか興味深いところである。

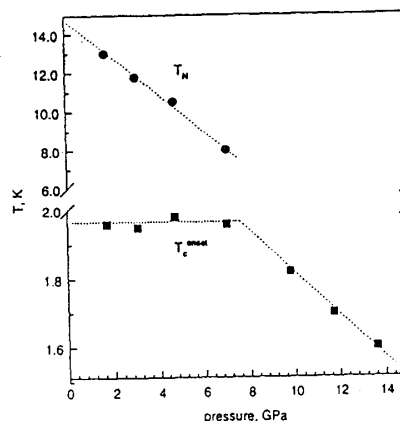


図 19: UPd_2Al_3 の T_c 、 T_N の圧力依存性 [49]

とりわけ圧力誘起超伝導の研究を行なう上で非常に大切な要因である。この点において 2GPa を超える圧力領域の研究は、まさにこれからの展開が重い電子系の圧力効果の鍵になるであろう。

参考文献

- [1] S.Doniach, in *Valence Instabilities and Related Narrow Band Phenomena*, edited by R.D.Parks (Plenum, New York, 1977), p.169.
S.Doniach, *Physica* **B91**, 231(1977).
- [2] N.B.Brandt and V.V.Moshchalkov, *Adv.Phys.* **33**, 373(1984).
- [3] T.Moriya and T.Takimoto, *J.Phys.Soc.Jpn.* **64**, 960(1995).
- [4] A.J.Millis, *Phys.Rev.B* **48**, 7183(1993).
- [5] 守谷 亨、上田和夫, *日本物理学会誌* **52**, 422(1997).
- [6] H.G.Schlager *et al.*, *J.Low.Temp.Phys.* **90**, 181(1993).
- [7] B.Bogenberger and H.v.Löhneysen, *Phys.Rev.Lett.* **74**, 1016(1995).
- [8] M.B.Maple *et al.*, *J.Low.Temp.Phys.* **9**, 225(1994).
- [9] H.v.Löhneysen, *Physica* **B206&207**, 101(1995).
- [10] F.Steglich *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **43**, 1892(1979).
- [11] U.Rauchschwalbe *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **49**, 1448(1982).
- [12] G.Bruls *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **72**, 1754(1994).
- [13] T.C.Kobayashi *et al.*, *Physica* **B206&207**, 600(1995).
- [14] D.Jaccard *et al.*, *J.Mag.Mag.Mat.* **47&48**, 23(1985).
- [15] F.Thomas *et al.*, *J.Phys.:Condens.Matter* **8**, L51(1996).
- [16] 宮津忠, 修士論文 大阪大学 (1996).
- [17] T.Endstra *et al.*, *Phys.Rev.B* **48**, 9595(1993).
- [18] D.Jaccard *et al.*, *Phys.Lett.A* **163**, 475(1992).
- [19] Y.Kitaoka *et al.*, *Physica* **B206&207**, 55(1995).
- [20] D.Jaccard *et al.*, *Physica* **B230-232**, 297(1997).
- [21] F.M.Grosche *et al.*, *Physica* **B223&224**, 50(1996).
- [22] F.Steglich *et al.*, *Physica* **B223&224**, 1(1996).
- [23] D.Jaccard, to be submitted in *Proc. of AIRAPT-16*(1997).
- [24] R.Movshovich *et al.*, *Physica* **B223&224**, 126(1996).
- [25] T.Graf *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **78**, 3769(1997).
- [26] E.Vargoz *et al.*, *Physica* **B230-232**, 182(1997).
- [27] G.G.Lonzarich, to be submitted in *Proc. of AIRAPT-16*(1997).

- [28] F.V.Carter *et al.*, to be published.
- [29] F.Steglich, to be submitted in *Proc. of AIRAPT-16*(1997).
- [30] P.Link *et al.*, *Physica* **B223&224**, 303(1996).
- [31] T.Sakakibara *et al.*, *J.Phys.Soc.Jpn.* **65**, suppl.B 202(1996).
K.Tenya *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **77**, 3193(1996).
- [32] A.Koda *et al.*, to be published.
- [33] K.Machida and T.Ohmi., *J.Phys.Soc.Jpn.* **65**, 3456(1996).
- [34] G.Aeppli *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **60**, 615(1988).
- [35] S.M.Hayden *et al.*, *Phys.Rev.B* **46**, 8675(1992).
- [36] T.Trappmann *et al.*, *Phys.Rev.B* **43**, 13714(1991).
- [37] N.H.van Dijk *et al.*, *J.Low.Temp.Phys.* **93**, 101(1993).
- [38] M.Boukhny *et al.*, *Phys.Rev.B* **50**, 8985(1994).
- [39] M.Sieck *et al.*, *Physica* **B206&207**, 603(1995).
- [40] E.A.Schuberth *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **68**, 117(1992).
E.A.Schuberth *et al.*, *Z.Phys. B* **97**, 55(1995).
- [41] J.P.Brison *et al.*, *J.Low.Temp.Phys.* **95**, 145(1994).
A.D.Huxley *et al.*, *Phys.Lett.A* **209**, 365(1995).
- [42] A.Sawada *et al.*, *Czech.J.Phys.* **46**, S2 803(1996).
- [43] C.Geibel *et al.*, *Z.Phys. B* **83**, 305(1991).
- [44] J.G.Lussier *et al.*, *Physica* **B199&200**, 137(1994).
- [45] M.Keller, Diploma Thesis, TH Darmstadt(1994).
- [46] C.Geibel *et al.*, *Z.Phys. B* **84**, 1(1991).
- [47] A.Krimmel *et al.*, *Z.Phys. B* **86**, 161(1992).
- [48] R.Caspary *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **71**, 2146(1993).
- [49] P.Link *et al.*, *J.Phys.:Condens.Matter* **7**, 373(1995).